

## ВЛИЯНИЕ ВХОДНОГО КАНАЛА РЕАКЦИИ НА ОБРАЗОВАНИЕ И РАСПАД СОСТАВНОГО ЯДРА $^{250}\text{No}$

*Г. Н. Княжева, М. Г. Иткис, Э. М. Козулин*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

*В. Г. Ляпин, В. А. Рубченя, В. Трзаска*

Физический факультет Университета г. Ювяскюля, Финляндия

*С. В. Хлебников*

Радиевый институт им. В. Г. Хлопина, Санкт-Петербург, Россия

Представлены результаты измерений массово-энергетических и угловых распределений дельта-подобных фрагментов, полученных в реакциях  $^{44}\text{Ca} + ^{206}\text{Pb}$  и  $^{64}\text{Ni} + ^{186}\text{W}$ , ведущих к образованию составного ядра  $^{250}\text{No}$  при двух энергиях возбуждения 30 и 40 МэВ. В обеих реакциях наблюдается вклад процесса квазиделения. В случае реакции с ионами  $^{64}\text{Ni}$  квазиделение является доминирующим процессом, в то время как в случае  $^{44}\text{Ca}$  основным каналом реакции является слияние-деление составного ядра  $^{250}\text{No}$ . Из угловых распределений фрагментов реакций оценивается временной масштаб для процессов слияния-деления и квазиделения.

The mass-energy and angular distributions of binary fission-like fragments produced in the reactions  $^{44}\text{Ca} + ^{206}\text{Pb}$  and  $^{64}\text{Ni} + ^{186}\text{W}$ , leading to the same compound nucleus  $^{250}\text{No}$  have been measured at excitation energies 30 and 40 MeV. The presence of quasifission component was observed for the both systems. But in the case of  $^{64}\text{Ni}$ -ion the quasifission process dominates, while in the case of  $^{44}\text{Ca}$ -ion the main process is fission of compound nucleus  $^{250}\text{No}$ . From the angular distribution the reaction times were found for quasifission and fission for both reactions.

PACS: 25.70. Jj, 25.85.-w

### ВВЕДЕНИЕ

Одним из наиболее важных аспектов современной ядерной физики является синтез тяжелых и сверхтяжелых элементов и изучение их свойств. В последние годы в экспериментах по синтезу сверхтяжелых элементов был достигнут значительный прогресс, связанный с открытием новых изотопов ядер с  $Z = 102\text{--}118$  [1, 2]. Все эти изотопы были синтезированы в реакциях с тяжелыми ионами. Как известно, в таких реакциях с тяжелыми ионами, ведущих к образованию сверхтяжелых систем [3–6], процессы глубокого неупругого рассеяния и квазиделения являются доминирующими каналами, в то время как вероятность образования составного ядра экстремально мала. Это связано с тем, что квазиделение подавляет процесс образования составного ядра.

Конкуренция между процессами полного слияния и квазиделения главным образом определяется контактной конфигурацией двойной ядерной системы, образованной взаимодействующими ядрами, где свойства входного канала, такие как массовая асимметрия, энергия взаимодействия, вносимый в систему угловой момент, деформация ядер, играют главенствующую роль.

В рамках модели жидкой капли с учетом ядерного взаимодействия в виде «proximity»-потенциала были проведены расчеты [7] потенциальной энергии взаимодействия для большого числа реакций с тяжелыми ионами. Из этих расчетов следует, что для систем с  $Z_1 Z_2 \geq 1800 \pm 100$  барьер слияния имеет двугорбую форму. Внутренний барьер становится преобладающим для систем с  $Z_1 Z_2 \geq 2300 \pm 100$ . Возможно, что существование минимума в потенциальной энергии после контакта двух ядер, ограниченного внутренним барьером, ответственно за проявление процесса квазиделения. Однако в эти расчеты не учитывалось влияние оболочечных эффектов, которые оказывают существенное влияние на потенциальную поверхность взаимодействия двух тяжелых ядер, ведущих к образованию сверхтяжелых систем. В последние годы был проведен большой ряд сравнительных экспериментов с формированием одного и того же составного ядра, образованного в различных комбинациях ион-мишень [8–10]. Из этих экспериментов было установлено, что для реакций с меньшей массовой асимметрией свойства деления обнаруживают черты, характерные для квазиделения [5].

В настоящей работе исследуется влияние массовой асимметрии входного канала на конкуренцию процессов слияния-деления и квазиделения в реакциях  $^{44}\text{Ca} + ^{206}\text{Pb}$  и  $^{64}\text{Ni} + ^{186}\text{W}$ , ведущих к образованию составного ядра  $^{250}\text{No}^*$ . Изучение тяжелоионных реакций, ведущих к образованию составных систем с  $Z > 100$ , представляет большой интерес, так как эти ядра принадлежат к классу трансфермиевых элементов, стабильность которых главным образом определяется оболочечными эффектами, так же как и в случае сверхтяжелых элементов. Кроме того, реакция  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{256}\text{No}$ , близкая к исследуемой нами реакции  $^{44}\text{Ca} + ^{206}\text{Pb}$ , изучалась в нескольких работах [3, 11]. В этих работах было показано, что основным каналом распада является процесс слияния-деления ядра No.

## 1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Эксперимент был проведен на циклотроне K-130 Университета г. Ювяскюля, Финляндия. Ток пучка налетающих ионов на мишени составлял  $\sim 2\text{--}5$  пнА. Качество транспортировки пучка проверялось с помощью четырех поверхностно-барьерных детекторов, установленных в реакционной камере под углами вверх, вниз, влево и вправо к оси пучка. Эти детекторы измеряли события упругого рассеяния ионов  $^{44}\text{Ca}$  и  $^{64}\text{Ni}$  на ядрах мишеней  $^{206}\text{Pb}$  и  $^{186}\text{W}$ . Мишени, используемые в данном эксперименте, изготавливались путем напыления изотопов  $^{206}\text{Pb}$  ( $150$  мкг/см<sup>2</sup>) и оксида вольфрама  $^{186}\text{WO}_3$  ( $150$  мкг/см<sup>2</sup>) на углеродную подложку толщиной  $40$  мкг/см<sup>2</sup>. Мишени были установлены в центре реакционной камеры диаметром  $100$  см.

Для регистрации продуктов реакции использовался двухплечевой времяпролетный спектрометр (ToF-ToF) CORSET [12], каждое плечо которого состояло из стартового детектора, выполненного на основе микроканальных пластин с электростатическим зеркалом, и стопового позиционно-чувствительного ( $x, y$ -позиция) детектора также на основе

микроканальных пластин размером  $7 \times 9$  см. Стартовые детекторы были расположены на расстоянии 5 см от мишени. Минимальное пролетное расстояние старт–стоп было 15 см. Позиционное разрешение стоповых детекторов составляло 0,4 мм. Плечи устанавливались под углами  $60\text{--}60^\circ$  относительно оси пучка, что соответствует вылету продуктов симметричного деления составного ядра  $^{250}\text{No}$  под углом  $90^\circ$  в системе центра масс. Таким образом, угловой акцептанс спектрометра составлял  $\pm 12^\circ$  в плоскости реакции и  $\pm 10^\circ$  вне плоскости реакции. Массовое разрешение спектрометра оценивалось по ширине пиков упругого рассеяния ионов  $^{44}\text{Ca}$  и  $^{64}\text{Ni}$  и соответствует 2–3 а. е. м. Эффективность регистрации фрагментов реакции для каждого плеча тестировалась с помощью  $\alpha$ -источника  $^{226}\text{Ra}$ . В результате этих исследований было выяснено, что эффективность регистрации главным образом определяется прозрачностью электростатических зеркал стартовых детекторов и составляет для каждого плеча  $\approx 86\%$ .

Для измерения угловых распределений фрагментов реакции были установлены ТоF–Е-телескопы под углами 5, 10, 20, 30 и  $60^\circ$  по отношению к оси пучка. Каждый телескоп состоял из стартового и стопового детекторов для измерения времени пролета, и поверхностно-барьерного кремниевое детектора, измеряющего энергию регистрируемой частицы. Стартовые и стоповые детекторы были изготовлены на основе микроканальных пластин с электростатическим зеркалом. Расстояние между стартовым и стоповым детекторами было 18 см. Стартовый детектор устанавливался на расстоянии 30 см от мишени. Угол захвата каждого телескопа  $1^\circ$ , массовое разрешение соответствует 3–4 а. е. м. Эффективность регистрации фрагментов реакции также проверялась с помощью  $\alpha$ -источника  $^{226}\text{Ra}$  и составляет  $\approx 75\%$ .

Абсолютные величины дифференциального сечения для процессов слияния-деления и квазиделения извлекались из нормировки событий в ТоF–ТоF- и ТоF–Е-матрицах на упругое сечение Резерфорда, регистрируемое четырехполупроводниковыми поверхностно-барьерными детекторами.

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ И АНАЛИЗ

**2.1. Массово-энергетические распределения бинарных фрагментов, полученных в реакциях  $^{44}\text{Ca} + ^{206}\text{Pb}$  и  $^{64}\text{Ni} + ^{186}\text{W}$ .** В результате эксперимента были измерены массово-энергетические распределения бинарных продуктов, полученных в реакциях  $^{44}\text{Ca} + ^{206}\text{Pb} \rightarrow ^{250}\text{No}^*$ ,  $^{64}\text{Ni} + ^{186}\text{W} \rightarrow ^{250}\text{No}^*$  при энергиях возбуждения составного ядра  $\approx 30$  и  $\approx 40$  МэВ. В табл. 1 представлена информация об основных характеристиках входного канала для этих реакций, а именно: произведение зарядов взаимодействующих ядер, параметр асимметрии входного канала  $\eta$ , энергия налетающих ионов, энергия возбуждения составного ядра, рассчитанная с использованием таблицы масс [13], спин составного ядра, рассчитанный с помощью программы CCFULL [14]. Из табл. 1 видно, что в изучаемых нами системах составное ядро имеет примерно одинаковое возбуждение и угловой момент. Таким образом, характеристики процесса слияния-деления в этих реакциях не должны сильно отличаться.

На рис. 1 показаны основные характеристики массово-энергетических распределений бинарных фрагментов, получаемых в этих реакциях (сверху вниз: двумерная матрица М-ТКЕ выходов бинарных продуктов, массовое распределение делительноподобных событий внутри выделенного контура на матрице М-ТКЕ, средняя кинетическая энергия

Таблица 1. Основные характеристики изучаемых реакций

Реакция	$Z_1 Z_2$	$\eta$	$E_{\text{lab}}$ , МэВ	$E_{\text{CN}}^*$ , МэВ	$\langle I \rangle$ , $\hbar$
$^{44}\text{Ca} + ^{206}\text{Pb}$	1640	0,648	217	30	15
			227	40	28
$^{64}\text{Ni} + ^{186}\text{W}$	2072	0,488	300	30	12
			311	40	30

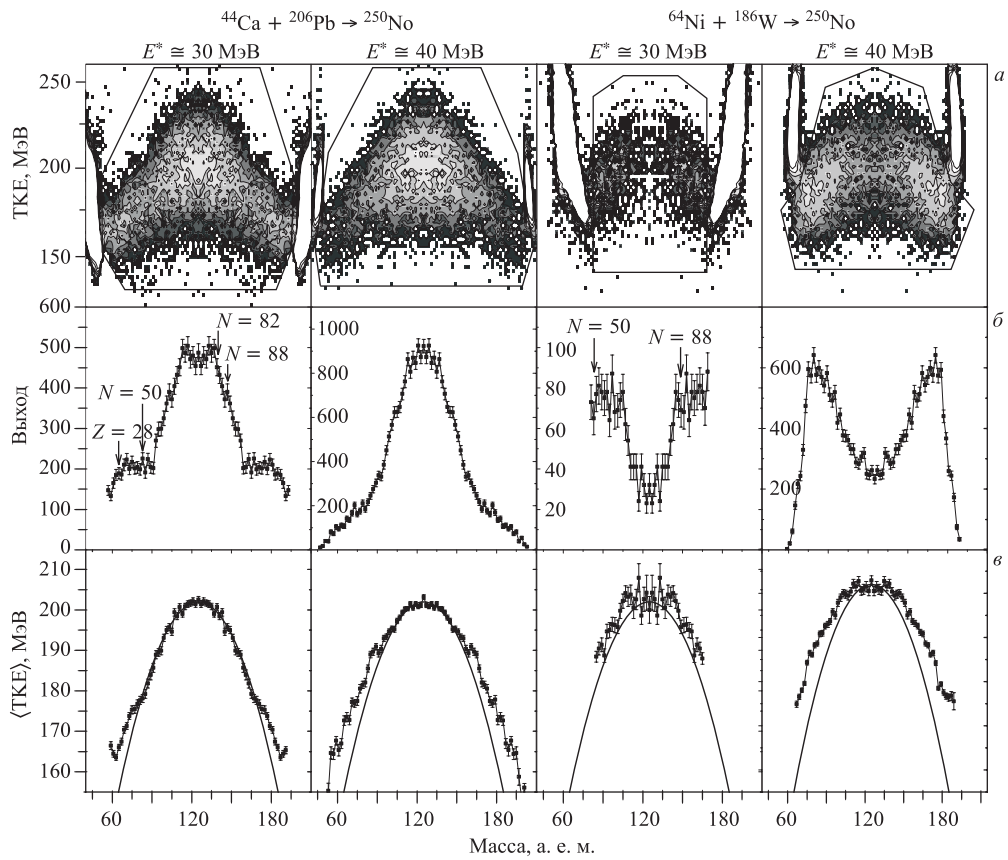


Рис. 1. Массово-энергетические распределения продуктов реакций  $^{44}\text{Ca} + ^{206}\text{Pb}$  и  $^{64}\text{Ni} + ^{186}\text{W}$  при энергиях возбуждения составного ядра  $\approx 30$  и  $40$  МэВ. *а)* Двумерная матрица М-ТКЕ выходов бинарных продуктов; *б)* массовое распределение делительноподобных событий внутри выделенного контура на матрице М-ТКЕ; *в)* средняя кинетическая энергия ( $\langle TKE \rangle$ ) в зависимости от массы фрагмента для тех же выделенных событий (черные квадраты) и ожидаемая параболическая зависимость (линия)

в зависимости от массы фрагмента для тех же выделенных событий). Продукты реакции вблизи масс налетающего иона и мишени ( $M_{i,t} \approx \pm 20$ ) легко идентифицируются

как упругие, квазиупругие и глубоконеупругие взаимодействия. Бинарные продукты реакции в массовом диапазоне 60–180 а.е.м. можно идентифицировать как делительно-подобные события. Полученные массово-энергетические характеристики для реакций  $^{44}\text{Ca} + ^{206}\text{Pb}$  и  $^{64}\text{Ni} + ^{186}\text{W}$  очень сильно отличаются. В случае  $^{44}\text{Ca} + ^{206}\text{Pb}$  распределения осколков для симметричных масс с  $A_{\text{CN}}/2 \pm 30$  имеют форму, близкую к гауссоиду, зависимость  $\text{TKE}(M)$  параболическую форму. Именно такое поведение указанных характеристик осколков является типичным для деления нагретых ядер и предсказывается моделью жидкой капли [15] или диффузионной моделью [16], когда оболочечные свойства делящегося ядра становятся несущественными. Однако при более низкой энергии возбуждения ( $E^* \simeq 30$  МэВ) массовое распределение для области фрагментов с  $A_{\text{CN}}/2 \pm 30$  а.е.м. имеет более сложную структуру. Это означает, что деление  $^{250}\text{No}$  хотя в целом по свойствам близко к жидкокапельному, но имеет структурные особенности, характерные для низкоэнергетического деления (так называемые моды деления [17]). Ниже эти особенности будут рассмотрены более подробно.

В то же время в реакции  $^{44}\text{Ca} + ^{206}\text{Pb}$  для легких осколков с массами  $65 \leq A_L \leq 100$  и им ответных тяжелых в массовом распределении наблюдаются «плечи» — повышенный выход продуктов реакции по сравнению с тем, который ожидается для деления составного ядра. Эти события также трудно отнести и к глубоконеупругому процессу, так как они находятся в матрице осколков, т.е. осколочноподобны, хотя слева и справа от этой области наблюдается плавный переход к событиям глубоконеупругих передач и к делению составного ядра. В области масс осколков, где доминируют «плечи», для всех энергий ионов наблюдается повышенное  $\text{TKE}$  по сравнению с систематикой  $\text{TKE}$  [18] для деления составного ядра.

На рис. 1 стрелками на массовом распределении показаны положения замкнутых сферических оболочек с  $Z = 28$  и  $N = 50$  и деформированной нейтронной оболочки  $N = 88$ , найденных из простого предположения о пропорциональности заряда массе (неизменной зарядовой плотности Unchanged Charge Density). Из рисунка видно, что квазиделительные «плечи» формируются вблизи этих оболочек.

Из теоретических оценок барьеров деления для элементов тяжелых и сверхтяжелых ядер [19] была получена величина барьера деления для составного ядра  $^{250}\text{No}$  порядка 4–5 МэВ. В данных системах барьер деления больше нуля даже при максимальных значениях углового момента, вносимого в составную систему. Это означает, что повышенный выход в области асимметричных масс можно объяснить процессом квазиделения, и мы можем исключить процесс «быстрого деления» (процесс, идущий при отсутствии барьера деления) из возможных каналов реакции в изучаемых нами системах.

В отличие от реакции с ионами  $^{44}\text{Ca}$  вклад асимметричных квазиделительных «плеч» в массовое распределение делительноподобных продуктов, образованных в реакции  $^{64}\text{Ni} + ^{186}\text{W}$ , значительно возрастает. Основным процессом распада такой системы становится процесс квазиделения. Так же, как и в случае ионов  $^{44}\text{Ca}$ , квазиделительные пики в реакции  $^{64}\text{Ni} + ^{186}\text{W}$  формируются, главным образом, в районе масс, соответствующих замкнутым нейтронным и протонным оболочкам  $Z = 28$  и  $N = 50$  и деформированной нейтронной оболочке  $N = 88$ . Недавно в реакциях  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ ,  $^{244}\text{Pu}$ ,  $^{248}\text{Cm}$  [6] при  $E^* \simeq 30$  МэВ также было обнаружено влияние магических оболочек на свойства квазиделения сверхтяжелых ядер.

Для этой реакции, кроме того, наблюдается значительное отклонение средней кинетической энергии от параболической зависимости. Поведение  $\langle \text{TKE} \rangle$  в зависимости

от массы фрагмента реакции гораздо шире и для асимметричных масс в среднем на 5–10 МэВ выше, чем ожидаемое из систематики Виолы [18] для деления составного ядра. Следует отметить, что для симметричных масс средняя кинетическая энергия фрагментов совпадает с величиной, рассчитанной по систематике для фрагментов деления составного ядра [18]. Это наблюдение косвенно подтверждает предположение о том, что, несмотря на большой вклад квазиделения для этой реакции, основным процессом, ведущим к образованию симметричных фрагментов, является процесс деления составного ядра  $^{250}\text{No}$ . Однако для подтверждения этого предположения необходимы угловые распределения фрагментов реакции, так как одним из характерных свойств процесса квазиделения является большая анизотропия или асимметрия вперед-назад в угловом распределении фрагментов реакции в системе центра масс [3–5].

**2.2. Массово-угловые корреляции продуктов реакций  $^{44}\text{Ca} + ^{206}\text{Pb}$  и  $^{64}\text{Ni} + ^{186}\text{W}$ .** Согласно классической модели угловых распределений фрагментов деления составного ядра, предложенной Халперном и Струтинским [20], угловое распределение фрагментов деления в зависимости от угла вылета в системе центра масс можно описать следующим выражением:

$$W(\theta) = \sum_{I=0}^{\infty} (2I+1)T_I \sum_{K=-I}^I (2I+1)|d_{0K}^I(\theta)|^2/2 \exp\left[\frac{-K^2}{2K_0^2(I)}\right] / \sum_{K=-I}^I \exp\left[\frac{-K^2}{2K_0^2(I)}\right], \quad (1)$$

где  $I$  — это спин составного ядра;  $K$  — проекция спина на ось симметрии составного ядра;  $K_0$  — дисперсия распределения проекции спина;  $T_I$  — коэффициент проницаемости  $I$ -й парциальной волны. Дисперсия распределения проекции спина определяется из следующего соотношения:

$$K_0^2 = T J_{\text{эф}}, \quad (2)$$

здесь  $T$  — температура делящегося ядра;  $J_{\text{эф}}$  — эффективный момент инерции делящейся системы. Из измерений средней множественности  $\gamma$ -квантов для реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$  [3] было найдено, что  $J_0/J_{\text{эф}} = 0,79$ , где  $J_0$  — момент инерции шара с такой же массой. В дальнейших оценках параметра  $K_0$  мы использовали такую же величину эффективного момента инерции для составного ядра. Хорошо известен тот факт, что формирование свойств фрагментов деления для тяжелых и сверхтяжелых систем происходит на стадии спуска делящегося составного ядра от седловой точки к точке разрыва [16]. Поэтому в наших вычислениях мы использовали усредненную температуру (среднюю между температурами ядра в седловой точке и точке разрыва).

Квазиделение не является равновесным процессом. В отличие от процесса слияния-деления, процесс квазиделения идет без образования компактного составного ядра. Это приводит к тому, что во временном масштабе процесс квазиделения протекает быстрее, чем процесс слияния двух ядер. В случае процесса квазиделения система не достигает компактной седловой точки, и, как следствие этого, форма промежуточной системы сильно отличается для процесса квазиделения по сравнению с процессом деления составного ядра. Также распределение проекции спина  $K$  может соответствовать более вытянутой равновесной конфигурации, чем для истинной седловой точки, что ведет к большей угловой анизотропии фрагментов квазиделения по сравнению с анизотропией фрагментов слияния-деления или к асимметрии вперед-назад в вылете фрагментов в системе центра масс. В процессе квазиделения составная система может разделиться до

того, как будет установлено равновесие по массовой степени свободы. Это приводит к значительному уширению распределения масс фрагментов по сравнению с массовым распределением фрагментов деления составного ядра.

В данном эксперименте были измерены массово-угловые корреляции делительноподобных продуктов, образованных в реакциях  $^{44}\text{Ca} + ^{206}\text{Pb}$  и  $^{64}\text{Ni} + ^{186}\text{W}$  при энергии возбуждения составного ядра  $\simeq 40$  МэВ. На рис. 2 представлены угловые распределения

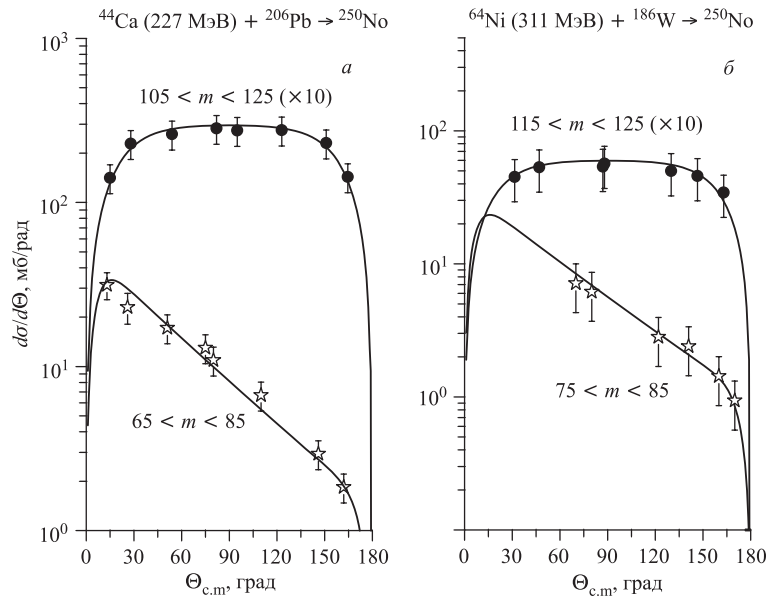


Рис. 2. Дифференциальное сечение делительноподобных фрагментов реакций  $^{44}\text{Ca} + ^{206}\text{Pb}$  (а) и  $^{64}\text{Ni} + ^{186}\text{W}$  (б) для симметричной и асимметричной группы масс при энергии возбуждения составного ядра  $\simeq 40$  МэВ. Линии соответствуют описанию угловых распределений с помощью выражения (3)

для выделенных масс фрагментов. Нами были рассмотрены две группы событий. Первая группа соответствует массам фрагментов 105–125 и 115–125 а.е.м. для реакции с ионами  $^{44}\text{Ca}$  и  $^{64}\text{Ni}$  соответственно. В случае реакции  $^{44}\text{Ca} + ^{206}\text{Pb}$  для этой группы основным процессом является, как мы предполагаем, слияние-деление ядра  $^{250}\text{No}$ . Вторая группа соответствует асимметричным массам 65–85 а.е.м. для реакции с ионами  $^{44}\text{Ca}$  и 75–85 а.е.м. с ионами  $^{64}\text{Ni}$ . Именно для этих масс наблюдается повышенный выход по сравнению с нормальным делением в массовом распределении продуктов реакции. На сегодняшний день не существует модели для описания угловых распределений фрагментов, образованных в процессе квазиделения, поэтому для описания угловых распределений делительноподобных событий мы использовали следующее соотношение:

$$\frac{d\sigma}{d\theta} = 2\pi \sin \theta \left\{ a + b \exp \left[ \beta \left( \theta - \frac{\pi}{2} \right) \right] \right\} W(\theta), \quad (3)$$

где  $\beta$  — коэффициент наклона в функции экспоненциального распада, воспроизводящей очевидную асимметрию вперед-назад; параметры  $a$  и  $b$  — это нормировочные ко-

эффиценты, соответствующие симметричной и асимметричной компонентам углового распределения. Коэффициент наклона был зафиксирован как  $\beta = -0,02$  для всех рассматриваемых случаев. Примерно такая же величина коэффициента  $\beta$  была найдена в работе [21] при аналогичном анализе массово-угловых распределений фрагментов реакции.

Из рис. 2 видно, что угловое распределение для симметричных фрагментов реакции хорошо описывается выражением (3). В этом случае  $b = 0$ , а параметр  $K_0 \simeq 17\hbar$ , что согласуется с расчетами этой величины для составного ядра  $^{250}\text{No}$ . Однако в случае реакции с ионами  $^{64}\text{Ni}$  в области симметрических масс присутствует  $\sim 10\%$ -я компонента, симметричная относительно  $90^\circ$ , с большой анизотропией, соответствующей параметру  $K_0 \simeq 7\hbar$ . Для асимметричного диапазона масс угловое распределение имеет ярко выраженную асимметрию вперед-назад. Эти распределения хорошо описываются выражением (3) с параметрами  $a = 0$ ,  $K_0 \simeq 6\hbar$  и  $K_0 \simeq 7\hbar$  для реакций  $^{44}\text{Ca} + ^{206}\text{Pb}$  и  $^{64}\text{Ni} + ^{186}\text{W}$  соответственно.

**2.3. Временной масштаб слияния-деления и квазиделения.** Экспериментальное подтверждение большой временной шкалы для процесса слияния-деления составного ядра следует как из измерений угловых распределений фрагментов деления, так и из предельной множественности нейтронов. Согласно этим оценкам, время протекания процесса слияния-деления порядка  $10^{-20}$  с [22, 23]. В работе [4] было найдено, что характерное время релаксации для массовой степени свободы  $(5,2 \cdot 0,5) \cdot 10^{-21}$  с, необходимо еще добавочное время порядка  $2 \cdot 10^{-21}$  с для того, чтобы начался обмен нуклонами между взаимодействующими ядрами.

Из массово-угловых корреляций фрагментов реакций следует, что составная система, ведущая к асимметричному разделению ( $A \simeq 80$  а. е. м.), образуемая в обеих реакциях, живет меньше, чем один оборот. Используя угловые распределения (через угол поворота составной системы  $\Delta\theta$ ) можно вычислить время реакции [4]:

$$\tau = \frac{\Delta\theta}{\langle\omega\rangle}, \quad (4)$$

где  $\langle\omega\rangle$  — угловая скорость вращения составной системы. Зная средний угловой момент  $\langle L \rangle$  и момент инерции  $J$  можно найти угловую скорость:

$$\langle\omega\rangle = \frac{\langle L \rangle}{J}. \quad (5)$$

Средний угол поворота составной системы оценивался из углового распределения с использованием следующего соотношения:

$$\Delta\theta = \pi - \theta_i - \theta_f - \theta, \quad (6)$$

где  $\theta$  — наблюдаемый наиболее вероятный угол рассеяния фрагментов реакции;  $\theta_i$  и  $\theta_f$  — углы отклонения начальной и конечной траекторий вследствие кулоновского взаимодействия.

В табл. 2 приведены полученные в результате проведенного анализа углы поворота и времена взаимодействия для систем, ведущих к образованию симметричных и асимметричных фрагментов, получаемых в реакциях  $^{44}\text{Ca} + ^{206}\text{Pb}$  и  $^{64}\text{Ni} + ^{186}\text{W}$ .



Таблица 2. Углы поворота и временной масштаб для образования симметричных и асимметричных фрагментов, получаемых в реакциях  $^{44}\text{Ca} + ^{206}\text{Pb}$  и  $^{64}\text{Ni} + ^{186}\text{W}$  при энергии возбуждения составного ядра  $\approx 40$  МэВ

Реакция	$\langle A \rangle$ , а. е. м	$\langle \text{TKE} \rangle$ , МэВ	$K_0, \hbar$	$\Delta\theta$ , град	$\Delta\tau, 10^{-21}$ с
$^{44}\text{Ca} + ^{206}\text{Pb}$	75	178	6,0	231	3,6
	116	200	16,7	$\geq 270$	$\geq 32,4$
$^{64}\text{Ni} + ^{186}\text{W}$	80	187	7,0	226	4,4
	120	200	16,7	$\geq 270$	$\geq 30,2$

Как уже было отмечено выше, для симметричного разделения масс угловое распределение симметрично относительно  $90^\circ$  для обеих систем и величина параметра  $K_0$ , полученная из описания угловых распределений выражением (3), хорошо согласуется с вычисленной величиной для составного ядра. Это означает, что образованное ядро существовало довольно долго для того, чтобы совершить несколько поворотов до разделения на фрагменты. Оцененное время жизни такой системы больше чем  $3 \cdot 10^{-20}$  с для обеих изучаемых систем. Таким образом, время существования такой системы сравнимо с временем, необходимым для процесса слияния-деления составного ядра. Это еще раз доказывает правильность предположения о том, что основной процесс, ведущий к распаду на симметричные фрагменты, является процессом слияния-деления составного ядра даже в случае более симметричной реакции  $^{64}\text{Ni} + ^{186}\text{W}$ .

Для асимметричной группы масс, где основной канал реакции — процесс квазиделения, время реакции составляет порядка  $4 \cdot 10^{-21}$  с. Этого времени недостаточно даже на уравнивание массовой степени свободы взаимодействующей системы.

### 3. СВОЙСТВА ДЕЛЕНИЯ СОСТАВНОГО ЯДРА $^{250}\text{No}$

Распределения масс и кинетической энергии осколков спонтанного деления изотопов No (от 252 до 262) измерялись в работах [24, 25]. Было показано, что переход от асимметричного деления к симметричному происходит между 254-м и 258-м изотопами. Кроме того, в свойствах массовых распределений фрагментов спонтанного и низкоэнергетического деления ядер, принадлежащих к трансфермиевой группе, тяжелый фрагмент формируется относительно массы  $A = 140$  а. е. м., а легкий фрагмент является дополнительным к нему [26].

Свойства массово-энергетических распределений осколков деления ядер с  $Z \approx 100$  могут достаточно резко изменяться с увеличением энергии возбуждения составного ядра за счет увеличения симметричной моды. При возбуждении составного ядра порядка  $E^* = 10\text{--}20$  МэВ оболочечные эффекты начинают затухать, но не настолько, чтобы сделать ненаблюдаемой модальную структуру.

Для нахождения характеристик массово-энергетических распределений симметричного деления  $^{250}\text{No}$  было проведено разложение массового распределения на асимметричную с  $A_H = 140$  а. е. м. и симметричную с  $A = 125$  а. е. м. моды. Каждая компонента описывалась гауссовым распределением. Дисперсия для асимметричной моды была выбрана такой же, как и для спонтанного деления изотопов нобелия, а для симметричной моды дисперсия рассчитывалась согласно полуэмпирической систематике [27].

Амплитуды симметричной и асимметричной мод были получены из экспериментального распределения. Результат этого разложения представлен на рис. 3.

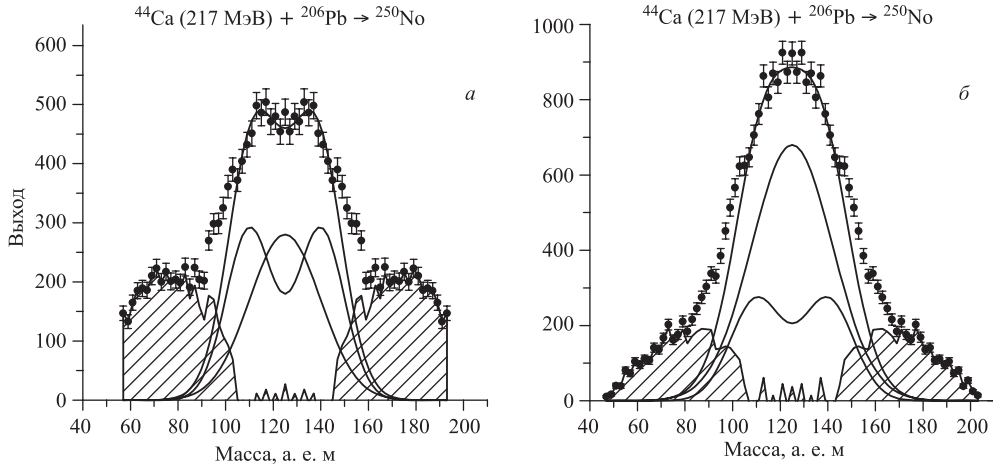


Рис. 3. Разложение массовых распределений фрагментов реакции  $^{44}\text{Ca} + ^{206}\text{Pb}$  на симметричную и асимметричную моды при энергиях возбуждения  $\approx 30$  и  $40$  МэВ

Из рисунка хорошо видно, что вклад симметричной моды в суммарное массовое распределение является доминирующим при энергии возбуждения составного ядра  $40$  МэВ, в то время как при  $30$  МэВ асимметричная мода оказывает существенное влияние на формирование фрагментов деления.

#### 4. ВЕРОЯТНОСТЬ СЛИЯНИЯ В РЕАКЦИЯХ $^{44}\text{Ca} + ^{206}\text{Pb}$ И $^{64}\text{Ni} + ^{186}\text{W}$

Из анализа массово-угловых распределений фрагментов реакции в области симметричных масс следует, что основным каналом распада является деление составного ядра для реакции  $^{64}\text{Ni} + ^{186}\text{W}$ . Как было сказано выше, свойства деления составного ядра должны быть примерно одинаковыми для этих реакций, так как составные системы образуются при примерно одинаковых энергиях возбуждения и угловых моментах.

Для того чтобы оценить число событий, идущих через образование составного ядра в реакции  $^{64}\text{Ni} + ^{186}\text{W}$ , из экспериментального массового распределения была вычтена часть, соответствующая делению составного ядра, полученного в реакции  $^{44}\text{Ca} + ^{206}\text{Pb}$ . Выход этой делительной компоненты нормировался на число событий при  $A = 125$  а. е. м. (деление  $^{250}\text{No}$  на два одинаковых фрагмента). Результат этого выделения показан на рис. 4. Заштрихованная область на этом рисунке соответствует событиям квазиделения. Следует отметить, что согласно сделанному разложению вклад процесса квазиделения в области масс фрагмента  $115\text{--}125$  а. е. м. составляет  $\sim 10\%$ , что согласуется с результатами угловых распределений (симметричная компонента с  $K_0 \approx 7\hbar$ ).

Таким образом, мы можем оценить вклад процесса слияния-деления составного ядра, полученного в реакциях  $^{44}\text{Ca} + ^{206}\text{Pb}$  и  $^{64}\text{Ni} + ^{186}\text{W}$ , так как вклад сечения образования остатков испарения незначителен (порядка  $1$  нб). В табл. 3 представлены сечения

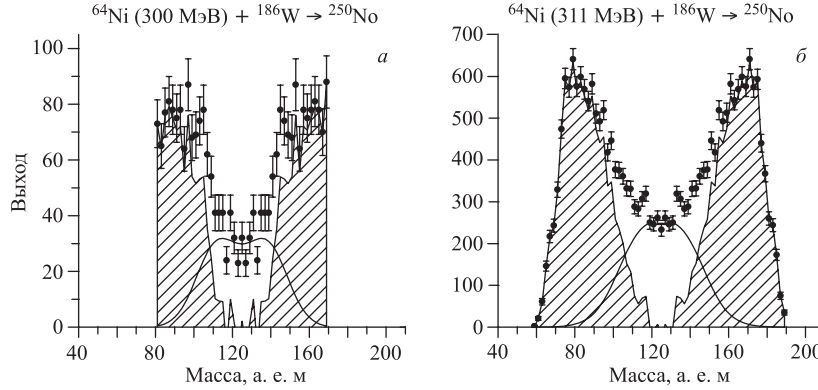


Рис. 4. Выделение событий, соответствующих процессу слияния-деления составного ядра и процессу квазиделения, полученного в реакции  $^{64}\text{Ni} + ^{186}\text{W}$  при энергиях возбуждения  $\simeq 30$  и  $40$  МэВ

Таблица 3. Сечения захвата и слияния-деления для реакций  $^{44}\text{Ca} + ^{206}\text{Pb}$  и  $^{64}\text{Ni} + ^{186}\text{W}$

Реакция	$E_{\text{lab}}$ , МэВ	$\sigma_{\text{сар}}$ , мб	$\sigma_{\text{CN}}/\sigma_{\text{сар}}$ , %	$\sigma_{\text{CN}}$ , мб
$^{44}\text{Ca} + ^{206}\text{Pb}$	217		$60 \pm 5$	
	227	$135 \pm 20$	$80 \pm 5$	$108 \pm 22$
$^{64}\text{Ni} + ^{186}\text{W}$	300		$< 30$	
	311	$86 \pm 13$	$25 \pm 5$	$22 \pm 6$

захвата  $\sigma_{\text{сар}}$  (сечение всех делительноподобных событий), соотношение сечения слияния и сечения захвата  $\sigma_{\text{CN}}/\sigma_{\text{сар}}$ , а также абсолютное сечение слияния-деления  $\sigma_{\text{CN}}$  для всех рассматриваемых комбинаций. Для реакции  $^{64}\text{Ni} + ^{186}\text{W}$  относительный вклад процесса слияния-деления в общее сечение захвата составляет только порядка 25 %, основным процессом является квазиделение, в то время как в реакции  $^{44}\text{Ca} + ^{206}\text{Pb}$  сечение слияния-деления составляет около 70 %.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Были измерены массово-энергетические и угловые распределения фрагментов реакции, образованных в системах  $^{44}\text{Ca} + ^{206}\text{Pb}$  и  $^{64}\text{Ni} + ^{186}\text{W}$ , ведущих к образованию одного и того же составного ядра  $^{250}\text{No}$  при энергиях возбуждения  $\simeq 30$  и  $40$  МэВ. В массовых распределениях продуктов реакции наблюдаются события процесса квазиделения в области легких осколков с массами  $65 \leq A_L \leq 100$ . Продукты процесса квазиделения формируются, главным образом, в районе масс, соответствующих замкнутым нейтронным и протонным оболочкам  $Z = 28$  и  $N = 50$  и деформированной нейтронной оболочке  $N = 88$ .

Из нашего анализа следует, что в более симметричной реакции  $^{64}\text{Ni} + ^{186}\text{W}$  относительный вклад процесса слияния-деления в общее сечение захвата составляет только порядка 25 %, основным процессом является квазиделение, в то время как в реакции

$^{44}\text{Ca} + ^{206}\text{Pb}$  сечение слияния-деления составляет около 70 %. Однако массово-угловые распределения показывают, что, несмотря на доминирование процесса квазиделения в случае  $^{64}\text{Ni} + ^{186}\text{W}$  реакции, образование симметричных фрагментов в данной системе идет через процесс слияния-деления составного ядра. Оцененное из угловых распределений время жизни в этом случае больше чем  $3 \cdot 10^{-20}$  с, что вполне сравнимо с временным масштабом процесса слияния-деления. Кроме того, величина параметра  $K_0$  очень хорошо согласуется с ожидаемым значением для деления составного ядра.

Для асимметричных фрагментов ( $A \approx 80$  а.е.м.), где основным каналом реакции является процесс квазиделения, время реакции составляет порядка  $4 \cdot 10^{-21}$  с. Из оценок временного масштаба согласно работе [4], этого времени недостаточно даже на уравнивание массовой степени свободы взаимодействующей системы.

Массовое распределение фрагментов деления составного ядра  $^{250}\text{No}$  состоит из двух мод: симметричной и асимметричной, связанной с проявлением нейтронной оболочки с  $N = 82$ . При энергии возбуждения составного ядра 30 МэВ асимметричная мода оказывает существенное влияние на формирование фрагментов деления, т.е. при этой энергии возбуждения еще сохраняется влияние оболочечных эффектов на формирование фрагментов деления.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Oganessian Yu. Ts. et al.* Synthesis of the Isotopes of Elements 118 and 116 in the  $^{249}\text{Cf}$  and  $^{245}\text{Cm} + ^{48}\text{Ca}$  Fusion Reactions // *Phys. Rev. C.* 2006. V. 74. P. 044602.
2. *Hofman S., Munzenberg G.* The Discovery of the Heaviest Elements // *Rev. Mod. Phys.* 2000. V. 72. P. 733.
3. *Bock R. et al.* Dynamics of the Fusion Process // *Nucl. Phys. A.* 1982. V. 388. P. 334.
4. *Toke J. et al.* Quasi-Fission — the Mass-Drift Mode in Heavy-Ion Reactions // *Nucl. Phys. A.* 1985. V. 440. P. 327.
5. *Shen W. Q. et al.* Fission and Quasifission in U-Induced Reactions // *Phys. Rev. C.* 1987. V. 36. P. 115.
6. *Itkis M. G. et al.* Shell Effects in Fission and Quasi-Fission of Heavy and Superheavy Nuclei // *Nucl. Phys. A.* 2004. V. 734. P. 136.
7. *Royer G., Remaudm B.* Static and Dynamic Fusion Barriers in the Heavy-Ion Reaction // *Nucl. Phys. A.* 1985. V. 444. P. 477.
8. *Chizov A. Yu. et al.* Unexpected Entrance-Channel Effects in the Fission of  $^{216}\text{Ra}$  // *Phys. Rev. C.* 2003. V. 67. P. R011603.
9. *Sahm C. C. et al.* Fusion Probability of Symmetric Heavy, Nuclear Systems Determined from Evaporation-Residue Cross Sections // *Nucl. Phys. A.* 1985. V. 441. P. 316.
10. *Hahn R. L. et al.* Reactions with  $^{40}\text{Ar}$  and  $^{84}\text{Kr}$  Leading to the Same Compound Nucleus,  $^{200}\text{Po}$  // *Phys. Rev. C.* 1987. V. 36. P. 2132.
11. *Pacheco A. J. et al.* Capture Reactions in the  $^{40,48}\text{Ca} + ^{197}\text{Au}$  and  $^{40,48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$  System // *Phys. Rev. C.* 1992. V. 45. P. 2861.

12. Kondratiev N. A. et al. A Double-Arm Time-of-Flight Microchannel Plate Spectrometer CORSET for Correlation Measurement of Fission Fragments and Medium Mass Heavy Ions // Dynamical Aspects of Nuclear Fission: Proc. of the 4th Intern. Conf., Casta-Papiernicka, 1998. Singapore, 1999. P.431.
13. Audi G., Wapstra A. H., Thibault C. The 2003 Atomic Mass Evaluation. Tables, graphs and references // Nucl. Phys. A. 2003. V. 729. P.337.
14. Hagino K., Rowley N., Kruppa A. T. A Program for Coupled-Channel Calculations with All Order Couplings for Heavy-Ion Fusion Reactions // Comp. Phys. Commun. 1999. V. 123. P. 143.
15. Nix J. R. Further Studies in the Liquid-Drop Theory on Nuclear Fission // Nucl. Phys. A. 1969. V. 130. P.241.
16. Adeev G. D., Pashkevich V. V. Theory of Macroscopic Fission Dynamics // Nucl. Phys. A. 1989. V. 502. P.405.
17. Brosa U., Grossman S., Muller A. Nuclear Scission // Phys. Rep. 1990. V. 197. P.167.
18. Viola V. E., Kwiatkowski K., Walker M. Systematics of Fission Fragment Total Kinetic Energy Release // Phys. Rev. C. 1985. V. 31. P.3550.
19. Patyk Z., Smolanczuk R., Sobiczewski A. Masses and Shapes of Heaviest Nuclei // Nucl. Phys. A. 1997. V. 626. P.337.
20. Halpern I., Strutinski V. M. Angular Distributions in Particle-Induced Fission at Medium Energies // Proc. of the Second UN Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, Switzerland, 1958. P.408.
21. Back B. B. et al. Entrance-Channel Effects in Quasifission Reactions // Phys. Rev. C. 1996. V. 53. P.1734.
22. Zank W. P. et al. Fusion-Fission Dynamics at High Excitation Energies Studied by Neutron Emission // Phys. Rev. C. 1986. V. 33. P.519.
23. Hinde D. J. et al. Neutron Multiplicities in Heavy-Ion-Induced Fission: Timescale of Fusion-Fission // Nucl. Phys. A. 1986. V. 452. P.550.
24. Hoffman D. C. et al. Spontaneous Fission Properties of 2.9-s  $^{256}\text{No}$  // Phys. Rev. C. 1990. V. 41. P.631.
25. Hulet E. K. Role of the Second Barrier upon Mass Division in the Spontaneous Fission of the Heaviest Elements // Phys. At. Nucl. 1994. V. 57. P.1165.
26. Unik J. P. et al. // Proc. of Symp. Physics and Chemistry of Fission, IAEA, Vienna, 1974. V. 2. P.20.
27. Иткис М. Г., Русанов А. Я. Деление нагретых ядер в реакциях с тяжелыми ионами: статистические и динамические аспекты // ЭЧАЯ. 1998. Т. 29. С. 389.